

C 323.4 + C 346.6

Δ-198

14/IV-65 ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2034



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дао Вонг Дык, Фан Куи Ты

О КЛАССИФИКАЦИИ МЕЗОННЫХ  
РЕЗОНАНСОВ С ВЫСШИМИ  
СПИНАМИ В ТЕОРИИ СИММЕТРИИ SU(6)

Д Ф, 1965, т 2, в 4, с 748-757

1965

P-2034

Дао Вонг Дык, Фан Куи Ты

О КЛАССИФИКАЦИИ МЕЗОННЫХ  
РЕЗОНАНСОВ С ВЫШШИМИ  
СПИНАМИ В ТЕОРИИ СИММЕТРИИ SU(6)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

3101/1 нр.

В работах Гурсея, Радикати, Пайса и Сакиты <sup>/1-4/</sup> была предложена группа симметрии  $SU(6)$ , которая позволяет объяснить большое число экспериментальных данных. В работе Фейнмана, Гелл-Манна и Цвейга <sup>/5/</sup> также была рассмотрена группа  $U(6) \times U(6)$ . Вопрос о расщеплении масс частиц в каждом мультиплете  $SU(6)$  обсуждался в работах <sup>/6,7/</sup>. На основе предположения о минимальном нарушении симметрии  $SU(6)$  авторы этих работ получили массовую формулу, которая позволяет объяснить расщепление масс мезонного 35-плета и барнионного 56-плета.

В ряде экспериментальных работ <sup>/8-11/</sup> были обнаружены мезонные резонансы со спином 2 и положительной четностью. В настоящей работе рассматривается мезонный мультиплет симметрии  $SU(6)$ , который может содержать такие резонансы. Отметим, что мезоны со спином 2 могут принадлежать только мультиплетам, преобразующимся по тензорным представлениям четвертого ранга  $T_{\{CD\}}^{\{AB\}}$ ,  $T_{[CD]}^{\{AB\}}$ ,  $T_{\{CD\}}^{[AB]}$  и  $T_{[CD]}^{[AB]}$  или по представлениям четного ранга выше 4 (с одинаковыми числами верхних и нижних индексов). Представление  $T_{[CD]}^{\{AB\}}$  имеет 189 компонент, представления  $T_{\{CD\}}^{\{AB\}}$  и  $T_{\{CD\}}^{[AB]}$  - 280 компонент, а представление  $T_{[CD]}^{[AB]}$  - 405 компонент. Здесь мы рассматриваем мультиплет с минимальным числом компонент, а именно 189-плет, содержащий следующие унитарные мультиплеты <sup>xx)</sup>

$$189 = (1,5) + (8,5) + (10,3) + (10,3) + (8,3)_1 + (8,3)_2 + (27,1) + (8,1) + (1,1). \quad (1)$$

Так как унитарная симметрия нарушается, и выполняется только изотопическая инвариантность, то между частицами с одинаковыми квантовыми числами, принадлежащими разным унитарным мультиплетам, происходят смешивания, аналогичные  $\phi - \omega$  смешиванию в 35-плете. Физические состояния характеризуются линейными комбинациями волновых функций соответствующих частиц унитарных мультиплетов, преобразующимися по неприводимым представлениям группы  $SU(4)$ , содержащейся в  $SU(6)$ .

Введем некоторые обозначения. Обозначим через  $n$  размерность унитарных мультиплетов, через  $J$  - спин частиц. Тогда каждый член в первой части (1) имеет вид  $(n, 2J + 1)$ . Каждая частица в таких унитарных мультиплетах характери-

x)

Здесь квадратная скобка обозначает антисимметризацию, а фигурная скобка - симметризацию.

xx)

Относительно обозначений см. работы <sup>/1-3/</sup>.

зуется изотопическим спином  $I$  и гиперзарядом  $Y$  и обозначается через  $|(a, 2j+1), I, Y\rangle$ . Тогда между следующими частицами происходят смешивания<sup>х)</sup>:

$$\begin{aligned} & |(1,5), 0, 0\rangle \quad \text{и} \quad |(8,5), 0, 0\rangle \\ & |(\bar{10}, 3), 1/2, 1\rangle, \quad |(8,3)_1, 1/2, 1\rangle \quad \text{и} \quad |(8,3)_2, 1/2, 1\rangle \\ & |(10, 3), 1/2, -1\rangle, \quad |(8,3)_1, 1/2, -1\rangle \quad \text{и} \quad |(8,3)_2, 1/2, -1\rangle \\ & |(\bar{10}, 3), 1, 0\rangle, \quad |(10, 3), 1, 0\rangle, \quad |(8,3)_1, 1, 0\rangle \quad \text{и} \quad |(8,3)_2, 1, 0\rangle \\ & |(27, 1), 1/2, 1\rangle \quad \text{и} \quad |(8, 1), 1/2, 1\rangle \\ & |(27, 1), 1/2, -1\rangle \quad \text{и} \quad |(8, 1), 1/2, -1\rangle \\ & |(27, 1), 1, 0\rangle \quad \text{и} \quad |(8, 1), 1, 0\rangle \\ & |(27, 1), 0, 0\rangle, \quad |(8, 1), 0, 0\rangle \quad \text{и} \quad |(1, 1), 0, 0\rangle. \end{aligned}$$

Как было указано, линейные комбинации соответствующих волновых функций, принадлежащие неприводимыми представлениями группы  $SU(4)$ , описывают физические состояния. Из-за нарушения симметрии  $SU(6)$  массы частиц расщепляются. Тогда физические состояния обладают определенными массами. В первых столбцах таблицы 1-3 приведены выражения волновых функций физических состояний через волновые функции состояний, принадлежащих унитарным мультиплетам. Численные коэффициенты сразу дают значения углов смешивания. Эти значения необходимо знать, например, при изучении распадов частиц в унитарной симметрии.

Как было показано в работах<sup>/6-7/</sup>, расщепление масс частиц в мезонном 35-плете и бариином 56-плете согласуется с массовыми формулами:

$$M = a + bY + c \left[ I(I+1) - \frac{Y^2}{4} \right] + dJ(J+1) + e \left[ C_4^2 - 2S(S+1) - \frac{Y^2}{2} \right] \quad (2)$$

для барионов и

$$m^2 = a + \gamma \left[ I(I+1) - \frac{Y^2}{4} \right] + \delta J(J+1) + \epsilon \left[ C_4^2 - 2S(S+1) - \frac{Y^2}{2} \right] \quad (3)$$

для мезонов, где  $C_4^2$  - квадратичный оператор Казимира группы  $SU(4)$ , а  $S$  - спин "странных" компонент.

Формула (3) содержит 4 неизвестных постоянных  $a, \gamma, \delta$  и  $\epsilon$ . Вычисляя численные коэффициенты при постоянных  $\gamma, \delta$  и  $\epsilon$  для физических

состояний, мы получим результаты, приведенные в таблицах 1-3. Если мы знаем массы четырех частиц в рассматриваемом мультиплете, то из данных в таблицах 1-3 значений коэффициентов мы можем определить постоянные  $a, \gamma, \delta$  и  $\epsilon$  и предсказать массы всех остальных частиц.

В работах<sup>/8,9/</sup> был обнаружен мезонный резонанс с массой  $m = 1250$  Мэв, спином и четностью  $J^P = 2^+$ , изотопическим спином  $I = 0$  и гиперзарядом  $Y = 0$ , который называется  $f$ -мезоном. Если этот  $f$ -мезон принадлежит 189-плету симметрии  $SU(6)$ , то он может быть отождествлен с одним из двух первых состояний в таблице 1, а именно либо с  $| (1,5) 0, 0 \rangle + | (8,5) 0, 0 \rangle$ , либо с  $| (1,5) 0, 0 \rangle - | (8,5) 0, 0 \rangle$ . В ряде работ<sup>/10,11/</sup> был обнаружен мезонный резонанс  $A_2$  с массой  $m = 1300$  Мэв,  $J^P = 2^+, I = 1$  и  $Y = 0$ , который может быть отождествлен с четвертым состоянием в таблице 1, а именно с  $| (8,5) 1, 0 \rangle$ . Остальные частицы в данном мультиплете также должны иметь положительную четность. Отсюда, в частности, следует, что все частицы в таблице 2 ( $J^P = 1^+$ ) не могут распадаться на два псевдоскалярных мезона, т.е. выглядят как резонансы в системе, содержащей не меньше, чем три псевдоскалярных мезона  $K, \pi$  и  $\eta$ <sup>х)</sup>. В работе<sup>/12/</sup> был обнаружен  $K\pi\pi$  резонанс с массой  $m = 1270$  Мэв и изотопическим спином  $I = 3/2$ , а в работе<sup>/13/</sup> имеются указания на существование  $K^+K^+$  резонанса с  $Y = 2, I = 1$  и с массой в интервале 1200 - 1350 Мэв. Квантовые числа двух последних резонансов еще неизвестны. Если  $K\pi\pi$  резонанс имеет  $J^P = 1^+$  (что запрещает распад на  $K\pi$ ), а  $K^+K^+$  резонанс имеет  $J^P = 0^+$ , то они могут принадлежать рассматриваемому мультиплету, а именно  $K\pi\pi$ -резонанс может быть отождествлен с одним из частиц  $| (10,3), 3/2, -1 \rangle$  и  $| (\bar{10}, 3) 3/2, 1 \rangle$  в таблице 2, а  $K^+K^+$ -резонанс - с частицей  $| (27, 1) 1, +2 \rangle$ . В этом случае из массовой формулы (3) и данных в таблицах 1-3 коэффициентов следует, что массы всех остальных частиц лежат в интервале 1100-1400 Мэв. В частности, если  $A_1$  мезон с  $I = 1, Y = 0$ <sup>/10,11/</sup> имеет  $J^P = 1^+$ , то он может быть отождествлен с одним из четырех соответствующих состояний 10-13 в таблице 2, причем значение его массы  $m = 1080$  Мэв не противоречит массовой формуле (3). Аналогично,  $V$ -мезон с  $I = 1$  ( $\omega\pi$ -резонанс)<sup>/14,15/</sup>  $E$ -мезон с  $I = 0$  ( $K\bar{K}\pi$ -резонанс)<sup>/16,17/</sup> и другие  $K\pi\pi$ -резонансы<sup>/18/</sup> также могут принадлежать рассматриваемому мультиплету, если они имеют, например,  $J^P = 1^+$ . Значения их массы также не противоречат массовой формуле (3). Однако квантовые числа многих из указанных резонансов еще неизвестны, а точность в определении значений их масс еще недостаточна. Для классификации этих частиц необходимо определить точно их квантовые числа, а также их массы.

х)

Они также распадаются на фотон и псевдоскалярный мезон.

х) Мультиплет (1) содержит два разных представления (8,3) группы  $SU(3) \times SU(2)$ . Мы будем выбирать эти унитарные мультиплеты так, чтобы их состояния с  $I = 0, Y = 0$  принадлежали неприводимым представлениям группы  $SU(4)$ , т.е. были физическими.

В ряде работ /19-22/ был обнаружен  $\chi$  - мезон ( $K\pi$  - резонанс) с массой  $m = 725$  Мэв. Если этот мезон имеет  $J^P = 0^+$  и принадлежит рассматриваемому 189-плету  $SU(6)$ , содержащему три из указанных выше резонансов с  $J^P = 1^+$  или  $2^+$ , например,  $f$  - мезон,  $A_2$  - мезон и  $A_1$  мезон, то из массовой формулы (3) и таблиц 1-3 следует, что должны существовать мезоны с  $Y = 2$ ,  $J^P = 0^+$  и  $1^+$  массы которых меньше, чем  $2m_K$ , где  $m_K$  - масса  $K$  - мезона, т.е. должны существовать стабильные (относительно сильных взаимодействий) мезоны с указанными квантовыми числами. Однако такие частицы не были обнаружены. Это показывает, что  $f$ ,  $A_2$ ,  $A_1$  и  $\chi$  - мезоны не могут принадлежать одному и тому же 189-плету симметрии  $SU(6)$  даже если они имеют указанные квантовые числа.

Возможность существования других мультиплетов симметрии  $SU(6)$ , содержащих мезоны со спином 2, будет обсуждена в следующей работе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Нгуен Ван Хьюе за постановку задачи, а также профессорам М.А. Маркову и Я.А. Смородинскому за интерес к работе и ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. F.Gursey and L.A.Radicati, Phys. Rev. Lett. 13, 173 (1964).
2. A.Pais, Phys. Rev. Lett. 13, 175 (1964).
3. F.Gursey, A.Pais and L.A.Radicati, Phys. Rev. Lett. 13, 239 (1964).
4. B.Sakita, Phys. Rev. Lett. 13, 463 (1964).
5. R.P.Feynman, M.Gell-Mann and G.Zweig, Phys. Rev. Lett., 13, 678 (1964).
6. T.K.Kuo and T.Yao, Phys. Rev. Lett. 13, 415 (1964).
7. M.A.Beg and V.Singh, Phys. Rev. Lett. 13, 418 (1964).
8. W.Selone, V.Hagopian, H.Brody, A.Baker and E.Leboy, Phys. Rev. Lett. 9, 272 (1962).
9. J.J.Weillet, J.Hennessy, H.Bingham, M.Bloch, D.Drijard, A.Lagarrigue, P.Mittner, A.Rousset, G.Bellini, M.L.Corato, E.Fioroni and P.Negri, Phys. Rev. Lett. 10, 29 (1963).
10. R.L.Lander, M.Abolins, D.D.Carmory, T.Hendricjs, Nguyen huu Xuong and P.M.Yager, Phys. Rev. Lett. 13, 346 (1964).
11. С.Я.Никитин, Доклад международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 год; препринт ОИЯИ Р-1887.
12. B.R.French, I.B.Kinson, V.Simak, J.Badier, M.Bazin, A.Rouge, P.Grieve, Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964 г.
13. В.А.Беляков, В.И.Векслер, Н.М.Вирясов, Е.Н.Кладницкая, Г.И.Копылов, В.Н.Пенев, М.И.Соловьев. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964 г.
14. M.Abolins, R.L.Lander, W.A.W.Mehlo, Nguyen Hun Xuong and R.M.Yager, Phys. Rev. Lett. 11, 381 (1963).

15. L.Bondar, E.Keppel et al, Phys. Lett. 5, 209 (1963).
16. R.Armenteros, B.N.Edwards et al, Preprint.
17. J.E.Allard, D.Drijard et al, Preprint
18. R.Armenteros, Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
19. S.G.Wojcicki, G.R.Kalbfleisch and M.Alston, Phys. Lett. 5, 283 (1963).
20. D.H.Miller, G.Alexander et al, Phys.Lett. 5, 279 (1963).
21. G.Alexander, G.R.Kalbleisch et al, Phys. Rev. Lett. 8, 447 (1962).
22. A.Barbaro-Gallieri, A.Hussain and R.D.Tripp, Phys. Lett. 6, 296 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 февраля 1965 г.

Таблица 1: частицы со спином 2

N°	состояния			
1	$\sqrt{2} (65)0,0\rangle +  (8,5)0,0\rangle$	0	6	4
2	$ (\overline{65})0,0\rangle - \sqrt{2} (8,5)0,0\rangle$	0	6	12
3	$ (8,5)\frac{1}{2}, \pm 1\rangle$	$\frac{1}{2}$	6	$\frac{7}{2}$
4	$ (8,5)1,0\rangle$	2	6	4

Таблица 2: частицы со спином 1

№	состояния			
5	$ (8_1^3)_{1,0,0}\rangle$	0	2	4
6	$ (8_2^3)_{2,0,0}\rangle$	0	2	8
7	$ (8_1^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle -  (8_2^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{7}{2}$
8	$2 (8_1^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle +  (8_2^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle + 2 (10_3^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{7}{2}$
9	$4 (8_1^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle + 2 (8_2^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle - 5 (10_3^3)_{\frac{1}{2},\pm 1}\rangle$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{7}{2}$
10	$2 (9_2^3)_{4,0}\rangle +  (10_3^3)_{4,0}\rangle -  (10_1^3)_{4,0}\rangle$	$\frac{3}{4}$	2	12
11	$ (9_2^3)_{4,0}\rangle -  (10_3^3)_{4,0}\rangle +  (10_1^3)_{4,0}\rangle$	$\frac{3}{4}$	2	4
12	$2 (9_2^3)_{4,0}\rangle -  (10_3^3)_{4,0}\rangle -  (10_1^3)_{4,0}\rangle$	$\frac{3}{4}$	2	4
13	$ (8_1^3)_{2,4,0}\rangle +  (10_3^3)_{4,0}\rangle +  (10_1^3)_{4,0}\rangle$	$\frac{3}{4}$	2	8
14	$ (10_3^3)_{\frac{3}{2},-1}\rangle$ или $ (10_1^3)_{\frac{3}{2},1}\rangle$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{7}{2}$
15	$ (10_3^3)_{0,-2}\rangle$ или $ (10_1^3)_{0,2}\rangle$	-1	2	3

Таблица 3: частицы со спином 0

№	состояния			
16	$ (27_1^3)_{2,0}\rangle$	6	0	12
17	$ (27_1^3)_{\frac{2}{3},\pm 1}\rangle$	$\frac{7}{2}$	0	$\frac{7}{2}$
18	$\sqrt{3} (8_1^3)_{4,0}\rangle - \sqrt{2} (27_1^3)_{4,0}\rangle$	2	0	8
19	$\sqrt{2} (8_1^3)_{4,0}\rangle + \sqrt{3} (27_1^3)_{4,0}\rangle$	2	0	4
20	$ (8_1^3)_{\frac{1}{2},-1}\rangle + 2 (27_1^3)_{\frac{1}{2},-1}\rangle$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{7}{2}$
21	$ (8_1^3)_{\frac{1}{2},-1}\rangle - \frac{1}{2} (27_1^3)_{\frac{1}{2},-1}\rangle$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{7}{2}$
22	$\sqrt{2} (8_1^3)_{0,0}\rangle - \sqrt{2} (6_1^3)_{0,0}\rangle - \sqrt{3} (27_1^3)_{0,0}\rangle$	0	0	0
23	$4\sqrt{2} (8_1^3)_{0,0}\rangle + 5 (4_1^3)_{0,0}\rangle - \sqrt{3} (27_1^3)_{0,0}\rangle$	0	0	12
24	$2\sqrt{6} (8_1^3)_{0,0}\rangle - 5\sqrt{3} (4_1^3)_{0,0}\rangle - 3 (27_1^3)_{0,0}\rangle$	0	0	4
25	$ (27_1^3)_{1,\pm 2}\rangle$	1	0	3